

连续运转 Ar⁺ 激光器的最佳气压分析

凌 一 鸣

(南京工学院电子工程系)

提 要

本文从 Tonks-Langmuir 低气压放电正柱理论出发, 推导氩离子激光器输出功率和充气压力的关系, 由此求得最佳气压, 讨论了最佳气压的影响因素, 并与实验结果相比较。

Analysis of optimum gas pressure in CW argon ion lasers

Ling Yiming

(Department of Electronic Engineering, Nanking Institute of Technology)

Abstract

As Tonks-Langmuir lower pressure discharge plasma theory is compared with the operating condition of typical Ar⁺ lasers, it is considered that this theory may be adaptive for the analysis of plasma parameters in Ar⁺ lasers. It is believed that the two-step process plays an essential role in the excitation mechanism of CW Ar⁺ lasers. Consequently, the dependence of the upper laser level population, which is in approximate proportion to laser output, on the filling-gas pressure in CW Ar⁺ lasers is derived. The optimum pressure and electric temperature can then be determined. This result is in agreement with the experiment by H. Beorsch *et al.* The deviation between theoretical and experimental results in increasing pressure is explained. Some influential factors for determination of the optimum pressure are also discussed.

一、引 言

氩离子激光器自 1964 年问世以来^[1], 对其特性参量已进行了大量的理论分析和实验研究。无论如何, 氩离子激光器的充气压力

对其性能影响颇大。一般认为, 对于激光输出功率, 管内充气压力将具有一最佳值, 并象氦-氖激光管那样习惯用 $PR = \text{常数}$ 来表示管内最佳气压。不同作者的实验所报导的 PR 值有较大差异。

收稿日期: 1979 年 6 月 29 日

近来,也有不少作者分析并讨论了氩离子激光器的最佳电子平均能量,认为它是和放电电流密度无关的一个参量, J. Eichler 和 H. J. Eichler 认为最佳电子平均能量 $(\frac{3}{2} kT_e)$ 为 (6.5 ± 1) 电子伏^[2]。

本文直接从 Tonks-Langmuir 低气压放电正柱理论,推导了氩离子激光器激光输出功率和充气压力的关系,由此确定最佳气压和最佳电子温度,讨论了影响最佳气压的因素,并与实验结果相比较。

二、理论分析

1. L. Tonks 和 I. Langmuir 低气压放电等离子区理论的前提和氩离子激光器典型工作条件

L. Tonks 和 I. Langmuir 于 1929 年首先奠定了低气压放电等离子区理论的基础^[3]。该理论的前提是假设气压很低 ($\lambda \ll R$) 和电流密度不太大的情况下,认为离子由产生的地方到达管壁的路程中实际上不发生碰撞,如同“自由落体”那样落到管壁,而电子由于管壁附近排斥场的作用,只有最快的电子才能到达管壁,在那里与离子复合,而其余大部分电子被该层反射回来。每个落到管壁上的电子都要经受该层的多次反射,这样大大增加了与气体分子、离子的碰撞几率。因此,认为电子能量分布还是服从麦克斯韦分布的,在这样的前提下推导了一系列放电等离子区内外参量相互关系的解析式。

众所周知,氩离子激光器也是以低气压放电工作的,其电子平均自由程 λ_e 一般和放电管径可比拟,其电流密度达几十至几百安/厘米²。但据 K. G. Hernqvist 的实验^[4]和 V. F. Kitaeva 用探板量测电子温度 T_e 、电子浓度 N_e 等参量表明^[5],用 Tonks-Langmuir 理论计算的结果和实验相差不大。显然,这是由于上述假设低气压放电模型与氩离子激

光器的实验情况还是比较接近的。因此这里认为用它来分析氩离子激光器放电参量还是可取的。

2. 激光功率

激光器输出功率的大小将直接取决于激光工作介质中粒子数反转的大小。对于连续运转的氩离子激光器而言,激光上能级的粒子数主要由两步激发过程引起的(如图 1 所示^[6]),即认为激光上能级的粒子数主要由离子基态被电子激发而引起的。

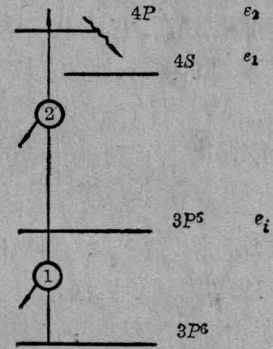


图 1 连续工作 Ar⁺ 激光器激发机理

若设集居在激光上能级的粒子数全部用于受激发射,则单位体积放电区内所提供的最大激光功率可表示为^[2]:

$$\phi = h\nu z_{12} \left\{ 1 - \frac{g_2}{g_1} \left(\frac{A_{21}}{A_1} + \frac{A_2}{A_1} \frac{z_{11}}{z_{12}} \right) \right\} \quad (1)$$

式中 z_{11} 、 z_{12} 分别为单位时间单位体积放电区内离子从基态 ϵ_i 激发到激光下能级 ϵ_1 和上能级 ϵ_2 的粒子数; g_1 、 g_2 为激光下能级和上能级的统计权重; A_1 、 A_2 为激光下能级、上能级的爱因斯坦系数, A_{21} 为从能级 2 跃迁到能级 1 的爱因斯坦系数。对于氩激光 0.448 微米跃迁而言

$$A_{21} = 0.0845 \times 10^9 / \text{秒}$$

$$A_2 = 0.1099 \times 10^9 / \text{秒}$$

$$A_1 = 2.84 \times 10^9 / \text{秒}$$

$$g_2/g_1 = 1.5$$

而 z_{11} 、 z_{12} 相差不大。因此,在氩离子激光器典型工作条件下,输出功率主要取决于上能

级粒子数产生率, 并与其成正比关系。为获得最大激光输出, 必须力求最大的上能级粒子数产生率 z_{i2} 。

3. 激光上能级粒子数产生速率

按照上述两步激发过程, 在放电等离子区内, 每个能量为 ε (速度为 v_e) 的电子使基态离子激发到激光上能级的速率为:

$$n_i v_e Q_{i2}(\varepsilon) = n_i \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_e}} Q_{i2}(\varepsilon) \quad (2)$$

式中 n_i 为离子密度; Q_{i2} 为基态离子激发到上能级 2 的激发截面, 它是电子能量的函数, 因此, 每立方厘米内的上能级粒子数激发速率为:

$$n_e n_i \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_e}} Q_{i2}(\varepsilon) \quad (3)$$

如上所述, 认为在 Ar^+ 激光器的典型工作条件下, 放电等离子区中电子能量分布基本上符合麦克斯韦分布, 即:

$$f(\varepsilon) d\varepsilon = 2\sqrt{\frac{\varepsilon}{\pi}} (kT_e)^{-3/2} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT_e}\right) d\varepsilon \quad (4)$$

其中只有能量大于 $(\varepsilon_2 - \varepsilon_i)$ 的电子才有可能使基态离子激发到上能级。但是, 能量大于管壁电位的电子又很容易打上管壁, 对上述激发过程贡献不大。因此, 实际上可以认为激光上能级粒子数主要由放电等离子体中能量为

$$\varepsilon_2 - \varepsilon_i < \varepsilon < eV_w \quad (5)$$

的电子所产生, 其中 V_w 为管壁对等离子体的负电位, 约为 25 伏左右^[4], 也就是说, 激光上能级粒子数主要由能量分布中能量约为 20~25 电子伏的电子与基态离子碰撞所引起的。对于这样的能量范围, 激发截面 Q_{i2} 总可近似地表示为:

$$Q_{i2}(\varepsilon) \approx \beta[\varepsilon - (\varepsilon_2 - \varepsilon_i)] \quad (6)$$

并设放电等离子区中 $n_e \approx n_i$, 因此, 由式(3)、(4)、(6) 得单位时间单位体积内激光上能级粒子数激发速率为:

$$\begin{aligned} z_{i2} &= n_e n_i \int_{\varepsilon_2 - \varepsilon_i}^{eV_w} \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_e}} Q_{i2}(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon \\ &= \sqrt{\frac{8}{\pi m_e}} \beta n_e^2 \sqrt{kT_e} \int_{\varepsilon_2 - \varepsilon_i}^{eV_w} \frac{\varepsilon}{kT_e} \\ &\quad \cdot \left[\frac{\varepsilon}{kT_e} - \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_i)}{kT_e} \right] \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT_e}\right) d\varepsilon \\ &= \sqrt{\frac{8}{\pi m_e}} \beta n_e^2 \sqrt{kT_e} \left\{ [(\varepsilon_2 - \varepsilon_i) + 2kT_e] \right. \\ &\quad \cdot \exp\left[-\frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_i}{kT_e}\right] \\ &\quad \left. - (eV_w + 2kT_e) \exp\left[-\frac{eV_w}{kT_e}\right] \right\} \quad (7) \end{aligned}$$

在氩离子激光器中平均电子浓度可表示为^[7]:

$$n_e = 1 \times 10^{15} JPR \left(\frac{300}{T_g}\right)^{1/2} \quad (\text{厘米}^{-3}) \quad (8)$$

式中 J 为放电电流密度 (安/厘米²), P 为气体压力 (毫米汞柱), R 为放电半径 (厘米), T_g 为气体温度 (K)。

管壁电位 V_w 、气压 P 与电子温度 T_e 的关系可按 Tonks-Langmuir 低气压放电等离子区理论计算^[3, 4]:

$$V_w = \frac{kT_e}{e} \ln\left(1.045 \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}\right) \quad (9)$$

$$\begin{aligned} &\left(1 + 2 \frac{kT_e}{\varepsilon_i}\right)^{-1} \exp\left(\frac{\varepsilon_i}{kT_e}\right) \\ &= 62.8 \alpha V_i \sqrt{M} \frac{300}{T_g} PR \quad (10) \end{aligned}$$

式中 m_i 为离子质量, m_e 为电子质量, M 为分子量, V_i 为电离电位, α 为微分电离系数。

将(8)、(9)、(10)式代入(7)式, 并令

$$V = \frac{kT_e}{e},$$

则

$$\begin{aligned} z_{i2} &= A \frac{T_g}{300} J^2 \frac{\sqrt{V}}{(V_i + 2V)^2} \exp\left(\frac{2V_i}{V}\right) \\ &\quad \cdot \left\{ [(V_2 - V_i) + 2V] \exp\left[-\frac{V_2 - V_i}{V}\right] \right. \\ &\quad \left. - \frac{2 + \ln 1.045 \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}}{1.045 \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}} V \right\} \\ &= A \frac{T_g}{300} J^2 F(V) \quad (11) \end{aligned}$$

$$A = \frac{10^{30}}{62.8^2 a^2 M} \sqrt{\frac{8e^3}{\pi m_e}} \beta$$

对于氩离子激光 0.448 微米的激光跃迁而言, $V_2 = 35.3$ 电子伏; $V_i = 15.76$ 电子伏; $M = 40$; $m_i/m_e = 40 \times 1840$; $a = 0.71$, 并取 $T_g = 1200K$, 代入(10)、(11)式得

$$\left(1 + \frac{V}{7.88}\right)^{-1} \exp\left(\frac{1576}{V}\right) = 70.5PR \quad (\text{毫米汞柱} \cdot \text{厘米}) \quad (12)$$

$$F(V) = \frac{\sqrt{V}}{(15.76 + 2V)^2} \exp\left(\frac{31.32}{V}\right) \cdot [(19.54 + 2V)e^{-\frac{19.54}{V}} - 0.0268V] \quad (13)$$

由(12)、(13)式可作出 $F(PR)$ 的函数曲线, 如图 2 所示, 输出功率和气压的关系也将是同样的曲线。由此可见, 曲线具有一最大值, 相应的 PR 值约为 0.025 毫米汞柱·厘米。由(12)式算得相应的电子温度约为 50000K。

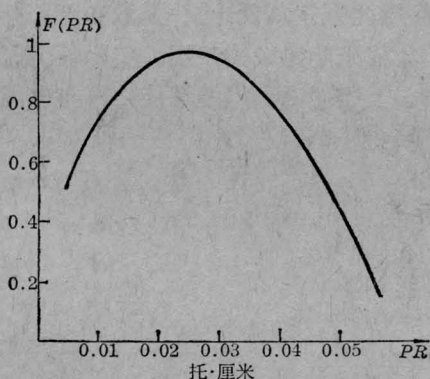


图2 (12)、(13)式确定的 $F(PR)$ 理论曲线

三、实验结果及其讨论

据 H. Boersch 等人的实验结果^[8], 激光输出功率和气压的关系如图 3 所示, 其最佳气压的经验公式为

$$PR = 2.5 \times 10^{-2} \quad (\text{毫米汞柱} \cdot \text{厘米}) \quad (14)$$

为便于比较, 将上述 $F(PR)$ 曲线同时绘于图 3(虚线)。由此可见, 两者不仅最佳气压十分吻合, 而且大部分曲线形状也很接近, 只是在较高气压时, 两者相差较大, 这是由于随着气

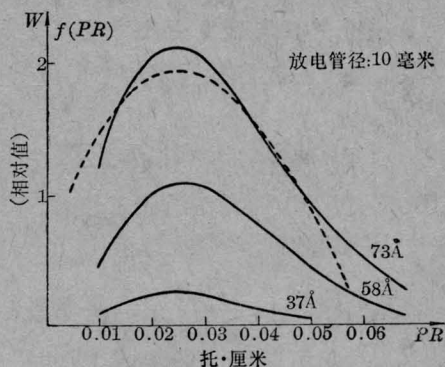


图3 激光输出功率和气压的关系
(H. Boersch 实验结果和本文理论比较)

压的增加, 上述分析中大于管壁电位的电子在到达管壁前已经过多次碰撞, 它们所引起的电离、激发已不可忽略, 因此, 实验值将大于理论值。

这里利用小功率玻壳结构氩离子激光器进行试验, 其放电管采用膜孔组放电管结构, 膜孔直径为 2 毫米, 膜孔间隔为 4 毫米, 用磁场对放电箍缩, 测得输出功率和气压的关系如图 4 所示。可见, 曲线和图 3 几乎具有相同的形状, 只是相当于最佳输出的 PR 值只有 0.01 毫米汞柱·厘米左右, 这是由于膜孔间隔内的放电区向四周扩散, 它很大程度上取决于磁场的箍缩效应, 因此, 实际放电区的有效半径将大于膜孔半径。

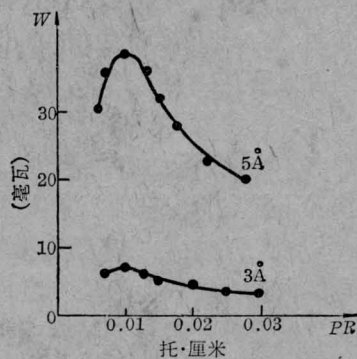


图4 膜孔组放电管中输出功率和气压的关系
(R 为膜孔半径)

下面讨论影响确定最佳气压的一些因素:

1. 最佳气压与放电电流密度的关系

实验证明, 气体温度和放电电流密度的关系为^[7]:

$$T_g/300 = 1 + 0.9\pi J\sqrt{R} \quad (15)$$

将(15)式代入(10)式, 在最佳工作时, (10)式的左边为一常数即

$$62.8aV_i\sqrt{M} \frac{PR}{1+0.9\pi J\sqrt{R}} = \text{常数} \quad (16)$$

因此, 随着电流密度的增加, 最佳气压也必须相应提高, 这和 W. B. Bridges 等人的实验结果相一致^[9]。而当电流密度较小时则 H. Boersch 的实验结果相一致, 即最佳气压和电流密度无关。

2. 最佳气压与纵向气体抽运的关系

由于大电流密度放电的纵向气体抽运效应使放电区产生较大的纵向浓度梯度, 则激光的上能级粒子数产生率将正比于

$$\int_{P_k}^{P_A} F(PR) dP$$

P_A 、 P_k 为阳极区、阴极区的气压。为使它最大, 由图 2 $F(PR)$ 曲线不难理解, 相应的最佳气压也将有所提高, 因曲线左支比右支更陡。

3. 氧化铍陶瓷放电管 Ar^+ 激光器的最佳气压定性解释

在上述分析中认为放电区的气体温度分布是均匀的, 这对于石英放电管, 或石英管壳分段石墨放电管是比较合适的。因为尽管采用强迫冷却, 径向温度梯度主要还是发生在石英管壁内, 但是, 氧化铍导热良好, 在强迫冷却的情况下放电管内壁的温度很低, 一般小于 400K, 为了将放电功率传递给管壁, 必然在放电区内存在着较大的径向温度梯度, 同时也将伴随着其他参量如气体浓度、电子温度、电流密度、电子浓度等的径向分布, 从而导致上能级粒子数产生率的径向分布。为求得单位长度放电管内上能级粒子数的产生率, 必须在整个放电截面内积分求解。这是十分复杂的运算, 故这里仅作某些定性解

释。

在管内压力平衡的情况下, 管内各处符合

$$N_g T_g = \text{常数}。$$

因此, 由于管壁温度较低, 这里集居稠密的气体分子层, 电子温度较低, 靠电子碰撞产生的上能级粒子数也为数不多, 上能级粒子数的产生主要来源于管轴附近的放电区。因此, 相当于产生上能级粒子数的放电区有效半径减小了。由(10)式可知对应于最佳电子平均能量的最佳气压也将提高, 这和 P. C. Conder 等人^[10]的实验结果也是基本一致的。

在上述理论分析中还有许多因素, 它们难以用简单的数学关系进行考虑。然而它们对激光输出功率和最佳气压的确定都有一定影响, 这里仅择其主要因素进行了分析。

由于 Ar^+ 激光器结构的复杂和形式多种多样, 因此不宜象设计氦-氟激光管那样单纯从 PR 值来确定最佳气压。实际最佳气压往往高于上述理论所得的最佳功率充气压力。

参 考 文 献

- [1] W. B. Bridges; *Appl. Phys. Lett.*, 1964, **4**, No. 7, 128~130.
- [2] J. Eichler, H. J. Eichler; *Appl. Phys.*, 1976, **9**, No. 1, 53~58.
- [3] L. Tonks, I. Langmuir; *Phys. Rev.*, 1929, **34**, 876~922.
- [4] K. G. Herngvist, J. R. Fendley; *IEEE J., Quant. Electr.*, 1967, **QE-3**, No. 2, 66~72.
- [5] V. F. Kitaeva et al.; *IEEE J., Quant. Electr.*, 1974, **QE-10**, No. 10, 803~808.
- [6] C. S. Willett, "Introduction to Gas Laser; Population Inversion Mechanism", 1974, New York.
- [7] A. N. Gherter; *Phys. Rev.*, 1968, **169**, No. 1, 184~193.
- [8] H. Boersch et al.; *Phys. Lett.*, 1967, **24A**, No. 12, 695~696.
- [9] W. B. Bridges, A. N. Chester; "Ionized Gas Lasers", in *Handbook of Lasers* (ed R. J. Pressloy), p. 242~297.
- [10] P. C. Conder et al.; *The Radio and Electronic*, 1970, **39**, No. 2, 97~103.